

УДК 543.422:599.26:539.216.2

ВОЛНОВОД-РЕЗОНАТОР КАК ФОРМИРОВАТЕЛЬ ПУЧКА ВОЗБУЖДЕНИЯ ДЛЯ РЕНТГЕНОФЛУОРЕСЦЕНТНОГО АНАЛИЗА

*В.К.Егоров, Е.В.Егоров
ИПТМ РАН
142432, Черноголовка Московской обл.
egorov@impt-hpm.ac.ru*

Поступила в редакцию 15 августа 2002 г.

В работе представлены экспериментальные данные, подтверждающие существование волноводно-резонансного способа распространения рентгеновского излучения в плоской протяженной щели. Изучены некоторые свойства волноводно-резонансных устройств, транспортирующих рентгеновские пучки на базе волноводно-резонансного механизма. Проведено экспериментальное сопоставление величин средней плотности интенсивности рентгеновского излучения в пучках, сформированных системой обрезающих щелей и волноводно-резонатором. Представлены основные положения простейшей модели волноводно-резонансного распространения излучения в плоской протяженной щели и сделаны оценки размерного интервала ширины щелевого зазора, допускающего такой принцип транспортировки пучка.

Обсуждаются возможности применения волноводно-резонаторов для практического рентгенофлуоресцентного анализа мишени при полном внешнем отражении возбуждающего рентгеновского пучка от ее поверхности.

Егоров Владимир Константинович – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории ядерных физических методов исследований и масс-спектропии ИПТМ РАН.

Область научных интересов: ионо-пучковые и рентгеновские методы диагностики твердых тел.

Автор монографии, двух обзоров и более 60 оригинальных научных статей.

Егоров Евгений Владимирович – инженер-физик, аспирант лаборатории рентгеновской оптики ИПТМ РАН.

Область научных интересов: исследование рентгеновских волноводов, ионо-пучковые и оптические методы исследования твердых тел.

Соавтор более 20 оригинальных научных статей, автор идеи создания волноводно-резонансного монохроматора рентгеновского излучения.

Введение

Современное материаловедение постоянно требует совершенствования диагностических приемов при анализе материалов. Изменение этих требований естественным образом влияет на развитие аналитической инструментальной базы рентгеновских методов анализа, которые являются наиболее универсальными и востребованными. При этом основным направлением совершенствования методов рентгеновской диагностики и, в частности, рентгенофлуоресцентного анализа (РФА) является снижение анализируемых объемов при сохранении и возможном улучшении аналитических параметров.

В рентгеновской аналитической методологии за последнее время наметилось два кардинальных направления, связанных с диагностикой микрообъектов. Это, прежде всего, использование синхротронных рентгеновских пучков [1, 2], а также появление коммерческих приборов рентгеновской капиллярной оптики [3, 4]. Оба эти направления ориентированы на создание микропучков с повышенной плотностью рентгеновского излучения. Так, например, на базе Гренобльского синхротрона создана лаборатория микрорентгенофлуоресцентных измерений, использующая рентгеновский пучок размером $(2 \times 5) \cdot 10^6$ нм² и плотностью монохроматического излучения около

$1 \cdot 10^{17}$ квантов/см² с [5]. Использование поликапиллярных рентгеновских линз позволяет получать пучки близких размеров, но с плотностью излучения на 6-7 порядков ниже¹.

Помимо указанных выше традиционных направлений создания рентгеновских микропучков существуют и оригинальные способы их получения. Более 20 лет назад был предложен метод коллимирования излучения с помощью так называемых бесщелевых коллиматоров [7-9]. Бесщелевой коллиматор представляет собой зазор между двумя плоскими полированными кварцевыми пластинами длиной 5+10 см, плотно прижатыми друг к другу. Как ни парадоксально, на выходе подобного устройства появлялся узкий малорасходящийся рентгеновский пучок, имевший высокую интенсивность. Наши предварительные исследования показали, что бесщелевой коллиматор транспортирует интенсивный пучок рентгеновского излучения на расстояние 50+150 мм и может иметь прямое практическое применение в качестве формирователя пучка возбуждающего излучения в РФА ПВО спектроскопии [10-13]. В попытке понять причину высокой транспортной эффективности бесщелевого коллиматора мы начали систематические экспериментальные исследования свойств узких протяженных щелей, образованных плоскими полированными диэлектрическими рефлекторами в диапазоне частот рентгеновского излучения. При этом наиболее важной частью исследований представлялось изучение влияния ширины щели на параметры пучка, формируемого подобным устройством, названным плоским рентгеновским волноводом (ПРВ).

Волноводная ячейка

Рефлекторы рентгеновских волноводов были изготовлены из плоских полированных кварцевых стекол размером 100×33×2,5 мм³. Шероховатость рефлекторов соответствовала классу чистоты поверхности 146 (~5 нм). Размер макронеоднородностей поверхности специально не контролировался, однако опосредованные оценки показали, что он не превышал 30 нм. Исследованные волноводы состояются из двух рефлекторов, расположенных на строго фиксированном расстоянии друг от друга. Это расстояние определялось толщиной металлических полосок, напылявшихся по краям одного из рефлекторов. Ширина этих полосок составляла 11 мм. Их толщина контролировалась методом Резерфордского обратного рассеяния (РОР) ионов He⁺. Контрольные

мишени из тонкого кварцевого стекла размером 10×10 мм располагались вдоль всей длины рефлектора, на который наносились полоски металла (Ti). РОР измерения контрольных мишеней показали, что использованная методика напыления путем электронно-лучевого испарения Ti в вакууме на установке L-560 фирмы Leybold AG обеспечивает однородность толщины покрытия на длине 100 мм не хуже 2 %. Высота щели равнялась 11 мм. Методом напыления краевых металлических полос были приготовлены плоские волноводы с шириной щели от 43 нм до 6100 нм. Волноводы с более широкими щелями изготавливались с использованием калиброванных медных прокладок. Всего было изготовлено более 20 волноводов в интервале размеров 30+120000 нм.

Особой задачей являлась оценка ширины щели бесщелевого рентгеновского коллиматора. Для этого разработана специальная методика, основанная на методе нарушенного полного внутреннего отражения оптического излучения² [14, 15]. Полученные для бесщелевого коллиматора данные показали, что ширина щели в нем является нестационарным параметром и меняется на длине 100 мм в интервале 0+60 нм. Таким образом, в первом приближении можно считать, что ширина щели для бесщелевого коллиматора составляет 30±30 нм.

Волновод с калиброванным щелевым зазором помещался в дюралюминиевый держатель, имеющий четыре микровинта, расположенные приблизительно по углам волноводных рефлекторов (рис. 1).

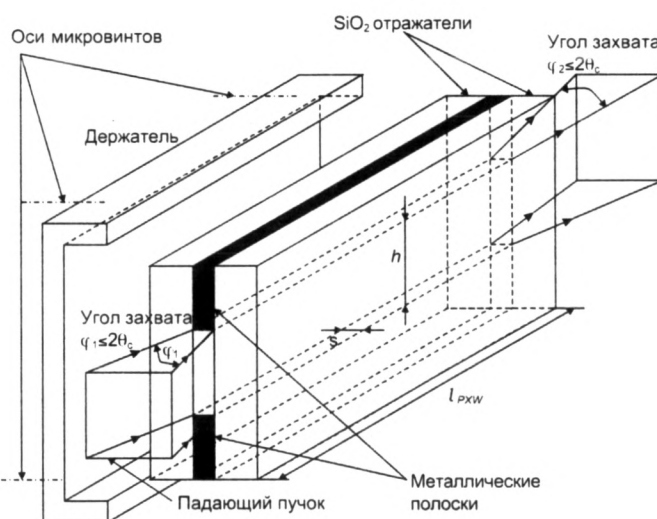


Рис. 1. Схематическое устройство плоского рентгеновского волновода с воздушным щелевым зазором

¹ Метод оценки плотности интенсивности в потоке, создаваемом поликапиллярной линзой, принятый в работе [6], не может считаться корректным.

² Подробно методика будет опубликована отдельно.

Микровинты комплектовались пружинами, характеризовавшимися усилием около 2 кг/мм, для обеспечения жесткой фиксации держателя волновода относительно направляющей, которая, в свою очередь, размещалась на трехкружном гониометре вместо стандартной щелевой системы формирования рентгеновского пучка. Выбранная конструкция характеризовалась наличием двух угловых и одной поступательной степенями свободы, что в полной мере обеспечивало проведение точной юстировки волновода в рентгенооптической схеме гониометра.

Экспериментальная установка для изучения распределения интенсивности

Основным узлом установки для изучения распределения интенсивности в пучках, сформированных различными рентгенооптическими системами, являлся стандартный 3-кружный дифрактометр HZG-4 горизонтального типа, модифицированный путем существенного удлинения коромысла держателя детектора. В результате на гониометре с максимальным радиусом $R=235$ мм оказывалось возможным вращать детектор по радиусу $R_{\text{max}}=500$ мм. Такая модификация позволяет использовать гониометр как для стандартной дифрактометрии и прецизионного изучения распределения интенсивности в пучке после системы формирования, так и для проведения рентгенорефлектометрических измерений. Схема установки показана на рис.2.

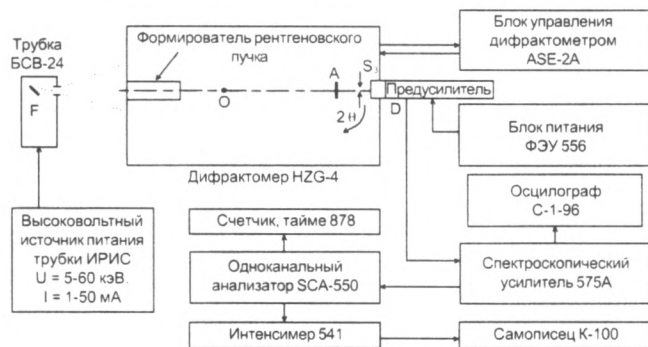


Рис. 2. Схема установки для исследования распределения интенсивности излучения в пучках, сформированных различными рентгенооптическими устройствами

Дифрактометр HZG-4 позволяет проводить съемку в режиме непрерывного движения и путем пошагового сканирования с минимальным шагом поворота детектора $\delta(2\theta)=0,001^\circ$. Во всех измерениях использовалась стандартная детекторная щель минимального размера $0,1 \times 10 \text{ мм}^2$. Детекторный узел и стандартная система формирования первичного пучка, оснащенная обрезающими щелями, укомплектованы щелями Соллера, обеспечивающими вертикальную расходимость

пучка менее 2° . В качестве источника использовалась рентгеновская трубка с неподвижным анодом БСВ-24 (Cu). Основные эксперименты выполнялись при постоянном режиме работы трубки: $U=20 \text{ кВ}$, $I=10 \text{ мА}$. Размер фокусного пятна анода составлял $1 \times 10 \text{ мм}^2$. Угол отбора излучения -6° . Измерения распределения интенсивности рентгеновского излучения в пучках, выходящих из формирующих устройств, осуществлялись с использованием ослабителя - медной фольги толщиной около 0,1 мм, характеризовавшейся коэффициентом ослабления линии CuK_α , $K=200$.

Рентгеновское излучение фиксировалось сцинтилляционным детектором, состоящим из кристалла NaI (Tl) толщиной 0,1 мм и диаметром 20 мм и ФЭУ-85. Толщина сцинтиллятора обеспечивала 100 %-ную эффективность регистрации характеристического излучения $\text{CuK}_{\alpha, \beta}$ и ее существенное снижение для квантов с энергией $E > 10 \text{ кэВ}$. Спектроскопическая цепь установки была укомплектована модулями системы NIM фирмы Ortec. Постоянная формирования длительности импульсов в цепи равнялась 0,5 мкс, что обеспечивало возможность работы регистрирующей системы при импульсных нагрузках вплоть до 100 кГц.

Исследования распределения интенсивности излучения

В верхней части рис. 3 показана геометрическая схема проведения измерений распределения интенсивности в пучках, сформированных плоскими волноводами. В течение всего периода измерений положение волноводов в схеме оставалось неизменным. Расстояние между приемной щелью детектора S_2 и положением выходного среза волноводов составляло 460 мм, а дистанция между фокусом трубки и положением входного среза волновода равнялась 75 мм. Угловая ширина щели детектора в этих измерениях составляла $0,005^\circ$, а сами измерения проводились с угловым шагом $\Delta(2\theta)=0,01^\circ$. Одноканальный анализатор для всех экспериментов настраивался на пропускание только характеристического излучения.

В нижней части рисунка представлены экспериментально полученные типичные распределения интенсивности в рентгеновских пучках, сформированных плоскими однощелевыми волноводами, причем ширина щелевого воздушного зазора варьировала в весьма широких пределах (нм): $s=30 \pm 30$; 43; 88; 105; 209; 410; 800; 2000; 3000; 10000; 60000; 120000 (120 мкм). Огибающие кривых распределения интенсивности в пучках, сформированных волноводами с щелевым зазором $s < 2000 \text{ нм}$, представляют собой монопи-

ки с формой, близкой к гауссовому профилю, и полушириной около $\Delta\varphi_1 \approx 0,15^\circ$. Геометрическое расположение волноводов в измерительной схеме обеспечивало величину входной апертуры $\Delta\varphi_1 \approx 0,15^\circ$. Таким образом, в этом интервале размеров щелевого зазора наблюдалось приближительное равенство входной и выходной угловых апертур волновода. При достижении ширины щели $s=3000$ нм огибающая кривой распределения интенсивности существенно изменилась. Она приняла форму двухкомпонентного пика с

неясно выраженным разрешением компонент. Дальнейшее увеличение ширины щели привело к появлению в распределении четко выраженной многокомпонентной структуры. При этом следует заметить, что угловая ширина каждой из компонент оказывалась около $0,1^\circ$, в то время как общая угловая ширина распределения составляла около $0,42^\circ$. Поскольку геометрия съемки не менялась, входная апертура волноводов оставалась неизменной ($\Delta\varphi_1 \approx 0,15^\circ$).

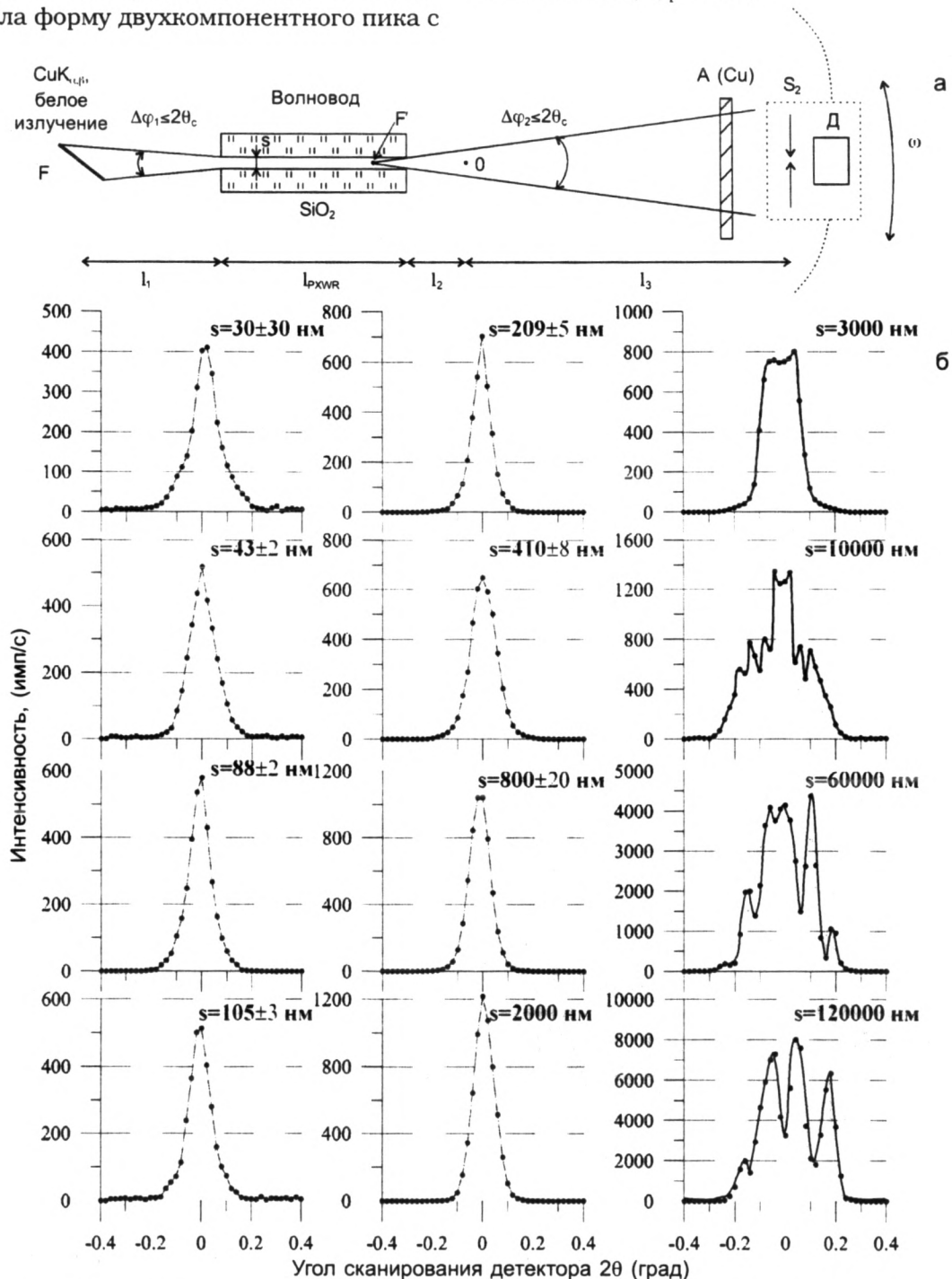


Рис. 3. Геометрия измерений распределения интенсивности излучения (а) и экспериментальные огибающие распределения интенсивности излучения (б) в пучках, сформированных плоскими волноводами с различной шириной щелевого зазора

На рис. 4 приведена экспериментально полученная зависимость интегральной интенсивности рентгеновских пучков, сформированных плоскими волноводами, от ширины щели в этих волноводах (зависимость а). Она отражает данные исследований всего набора изготовленных нами волноводов. Размер точек, представляющих экспериментальные значения, значительно превышает точность определения этих значений. Однако он, по-видимому, несколько ниже погрешности, вносимой несовершенством технологии приготовления волноводов.

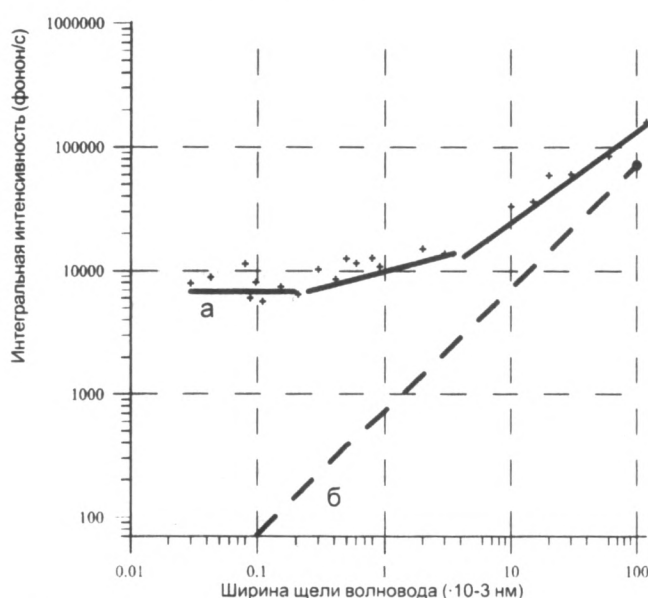


Рис. 4. Зависимость интегральной интенсивности пучка излучения, сформированного плоским волноводом (а). Зависимость интенсивности прямого, не расходящегося пучка от ширины протяженной щели (б)

Вид полученной экспериментальной зависимости показывает, что в области малых размеров щелевого зазора $s \leq 100$ нм интегральная интенсивность пучков, сформированных волноводами, практически не зависит от ширины щели. В области размеров $200 \leq s \leq 2000$ нм наблюдается слабый рост интенсивности с увеличением ширины щели. В области $s > 3000$ нм изменение интенсивности с увеличением ширины щели становится резче. Таким образом, в первом приближении можно допустить наличие 3-размерных интервалов с различающейся функциональной зависимостью интегральной интенсивности рентгеновских пучков от ширины щелевого зазора этих волноводов.

К настоящему времени общеизвестными являются два механизма распространения рентгеновских лучей, которые могут быть использова-

ны для объяснения явлений в щелевом волноводе с аморфной структурой образующих его рефлекторов³: свободное распространение излучения и многократное полное внешнее отражение пучка. Если пучок, сформированный волноводом, рассматривать состоящим из нескольких независимых составляющих, то, в предположении реализации общеизвестных механизмов, таких вкладов должно быть три. Это прямой пучок свободно распространяющегося излучения, проходящий через щель без взаимодействия с рефлекторами, и два пучка, образованные вследствие многократного полного отражения и испытавшие последнее отражение от каждого рефлектора. Интегральные интенсивности этих составляющих прямо пропорциональны ширине щели волновода, по крайней мере, в области размеров, не превышающей ширину проекции фокуса рентгеновской трубки. Следовательно, их зависимости от ширины щели должны описываться линейной функцией и проходить через нуль. На рис. 4 приведена такая зависимость, построенная по двум точкам $S_1=0$ и $S_2=0,1$ мм (зависимость б). Для ширины щели $s=0,1$ мм отмечено экспериментальное значение интегральной интенсивности, методика получения которого описана ниже. Функции интегральной интенсивности для составляющих многократного полного отражения в интервале размеров щели $s > 3000$ нм будут незначительно отличаться от линейной зависимости, представляющей функцию интенсивности прямого пучка, поскольку количество отражений при столь широких щелях даже при длине волновода $l=100$ мм оказывается небольшим и не приводит к существенному ослаблению этих вкладов [11]. Важно отметить, что утроенная интенсивность прямого пучка в этом интервале размеров щели оказывается практически совпадающей с экспериментально полученной зависимостью интегральной интенсивности пучка, сформированного плоским волноводом, от величины щелевого зазора. Таким образом, есть все основания предполагать, что при ширине щели кварцевого плоского волновода $s > 3000$ нм излучение CuK_α распространяется в нем по механизмам свободного распространения и многократного полного внешнего отражения. (Количество компонент в спектрах распределения в этом интервале размеров равняется 6. Это оказалось связанным с наличием двух пространственно разделенных активных зон в фокусе рентгеновской трубки. Поскольку ширина каждой зоны в проекции прибли-

³ Для аморфных структур береговое отражение и аномальное прохождение рентгеновских лучей (эффект Боррмана) отсутствуют [16].

тельно оценивалась как 0,05 мм, угловая ширина каждой компоненты в спектрах оказывалась близкой к $0,1^\circ$, т.е. соответствовала входной угловой апертуре волноводов для каждой активной зоны.).

В области сверхмалых размеров щели $s \leq 100$ нм интенсивность прямого пучка составляет величину менее 1% от измеренного значения, причем сама экспериментально полученная величина этого параметра оказывается не зависящей от ширины щелевого зазора. Более того, полученные данные дают основания полагать, что распределение интенсивности в пучке после волновода не зависит от функции распределения яркости в источнике. Единственным фактором, влияющим на выходные параметры пучка, оказывается общая ширина проекции фокуса источника. Вклады многократного полного отражения по определению не могут превышать интенсивность прямого пучка, поэтому их ожидаемый общий вклад также несоизмерим с наблюдаемой величиной интегральной интенсивности пучка, сформированного плоским волноводом в указанном размерном интервале. Все это дало основание полагать, что в области сверхмалых щелевых зазоров проявляется новый, неизвестный ранее, механизм распространения рентгеновского излучения. В предварительных публикациях этот механизм был нами назван механизмом волноводно-резонансного (ВР) распространения излучения.

В области размеров $200 \leq s \leq 2000$ нм наблюдается постепенная смена механизма ВР-распространения на совместный механизм свободного

распространения и многократного полного отражения рентгеновского пучка.

Весьма интересно провести непосредственное сравнение распределений интенсивности излучения в пучках, сформированных плоскими волноводами, и распределений в пучках после стандартных формирующих систем, снабженных обрезвающими щелями. В левой части рис.5 представлены две схемы измерений: с однощелевой (а) и двухщелевой (б) геометриями формирования пучка. Положение щелей в геометрии (б) соответствует положению входного и выходного среза волновода. Однощелевая схема формирования отличается более высокой светосилой и наличием заметной расходимости. Вторая схема формирует почти параллельный пучок. При такой схеме формирования рентгеновского потока можно оценить вклад составляющей прямого пучка, который проходит через волновод по механизму свободного распространения. В правой части рисунка представлены экспериментально полученные распределения в рентгеновских пучках, прошедших через однощелевую систему формирования (1,2,3,4), и в пучке, прошедшем через двухщелевую систему (5). Прямое сопоставление распределений, приведенных на рис.3 и 5, показывает, что интегральная интенсивность пучков, претерпевших обычное щелевое обрезание, оказывается существенно выше, чем в пучках, сформированных волноводами. Однако при сравнении плотности интенсивности излучения в этих пучках получается обратная картина.

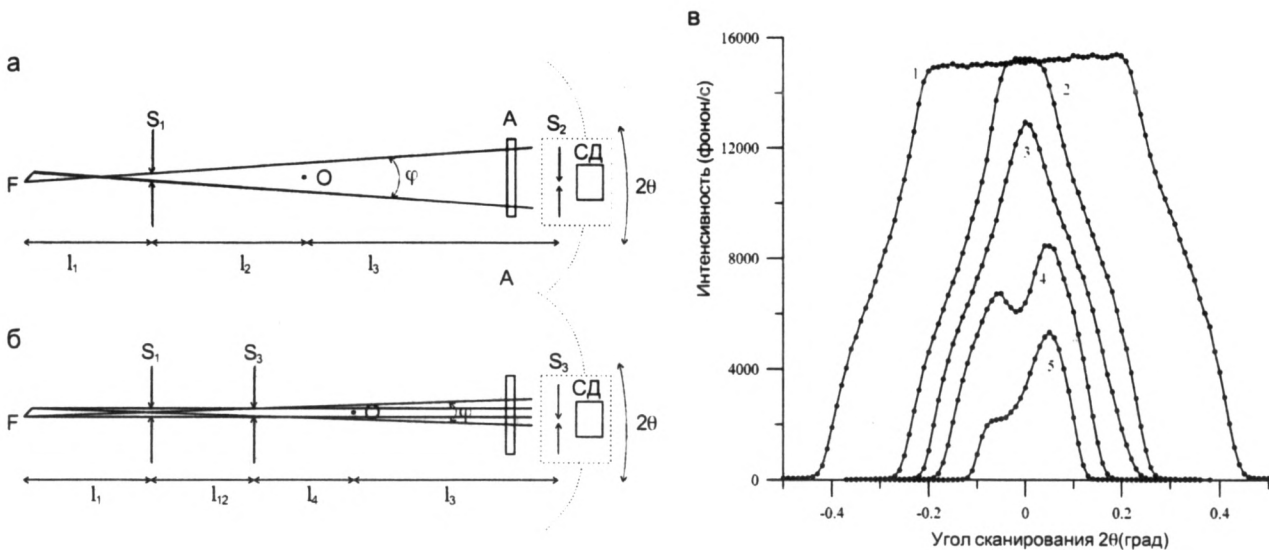


Рис. 5. Геометрия измерений распределения интенсивности в рентгеновских пучках, сформированных однощелевым (а) и двухщелевым (б) обрезвающими формирователями. Огибающие распределения в пучках, сформированных однощелевым ограничителем с различными ширинами щели (мм): 1 - $S_1=0,5$; 2 - 0,25; 3 - 0,15; 4 - 0,1 и двухщелевым ограничителем с размерами щелей (мм): $S_1=0,1$ и $S_3=0,1$. $l_1=75$, $l_2=100$, $l_3=160$, $l_4=400$, $l_5=60$ (в)

На рис.6 нанесены зависимости средней плотности интенсивности в пучках, сформированных плоскими волноводами (а) и обрезающими однощелевыми системами (б). Показанные зависимости соответствуют положению выходного среза волновода или расстоянию от проекции фокуса трубки 175 мм. Плотность излучения при волноводном способе формирования пучка оказывается на 2+3 порядка выше, чем после обычного щелевого обрезания. Это связано с тем, что щель волновода захватывает излучение в угловом интервале наблюдения источника, который не может превышать значения $\Delta\varphi=2\theta_c$, где θ_c - критический угол полного внешнего отражения захватываемого излучения на поверхности рефлектора. Поскольку положение волноводов (рис. 3.а) в геометрии измерений обеспечивало входную угловую апертуру $\Delta\varphi=0,15^\circ$, а θ_c для CuK_α на поверхности кварца составляет $0,21^\circ$, позиция волноводов в экспериментальной схеме с точки зрения достижения максимальной плотности излучения в пучке не была оптимальной.

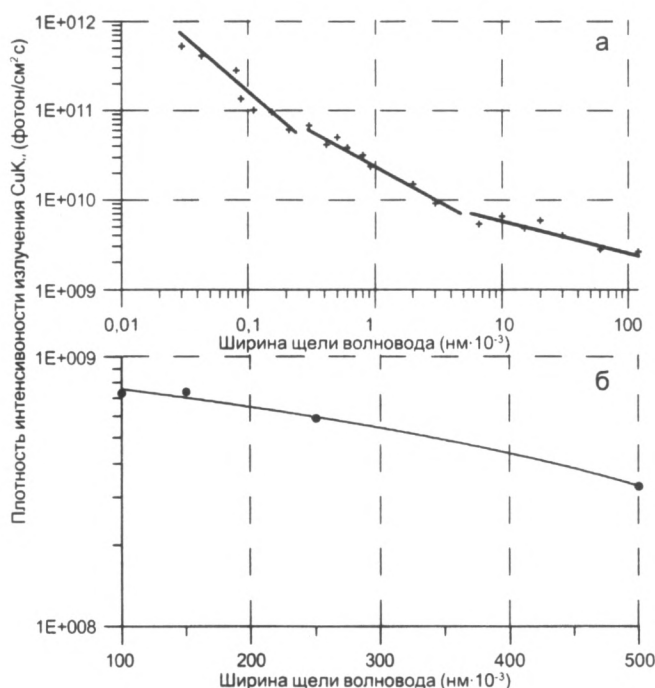


Рис. 6. Зависимости средней плотности интенсивности в пучках, сформированных плоскими волноводами, от ширины щелевого зазора, приведенные к положению выходного среза волноводов (а). Зависимость средней плотности излучения в пучках, сформированных с помощью единственной обрезающей щели (б). Результаты приведены для точки, соответствующей положению выходного среза волноводов

Анализ зависимости плотности излучения от ширины щели при волноводном способе формирования пучка показывает, что максимальная радиационная плотность соответствует резонан-

сному прохождению рентгеновского пучка, причем абсолютный максимум должен приходиться на использование бесщелевых коллиматоров. С точки зрения захвата излучения в щель от излучателя, существенно превосходящего в размерах ширину щелевого зазора, такой результат не кажется парадоксальным. Однако на первый взгляд представляется совершенно непонятным, почему сверхузкая щель, которой мы приписываем наличие ВР-распространения излучения, обладает высокоэффективными транспортными свойствами, существенно превосходящими поликапиллярные рентгенооптические системы. (Поликапиллярные устройства характеризуются внутренним диаметром отдельных капилляров $d \sim (5-20) \cdot 10^3$ нм, что соответствует прохождению рентгеновского излучения по механизмам прямого распространения и многократного полного отражения). С нашей точки зрения, высокая транспортная эффективность плоских ВР связана с образованием однородного интерференционного поля рентгеновской стоячей волны во всем щелевом пространстве между рефлекторами [17].

Модель резонансного распространения

Хорошо известно, что при полном внешнем отражении плоской монохроматической волны от плоского интерфейса, разделяющего вакуум и материальную среду, в вакууме над интерфейсом образуется интерференционное поле стоячей волны, показанное на рис.7.а [18]. Размеры зоны интерференции определяются шириной пучка и степенью монохроматичности отражаемого излучения [19]. Полное отражение характеризуется проникновением излучения в среду с меньшим коэффициентом преломления (в случае рентгеновского излучения - в материальную среду, поскольку для него коэффициент преломления меньше единицы [20]). Интенсивность проникающего пучка экспоненциально уменьшается с увеличением глубины, однако она падает до нуля лишь на бесконечном удалении от интерфейса. Возбужденная материальная среда образует встречный поток когерентного излучения, интенсивность которого оказывается максимальной вблизи интерфейса материальная среда - вакуум. Интерференция возбуждающего и встречного потоков образует интерференционную картину в материальной среде (рис.7.а). Зона этой картины, в отличие от интерференционного поля в вакууме, простирается на весь объем материала рефлектора, но амплитуда ее пучностей будет затухающей. Период стоячей волны в материале кристалла изменяется соразмерно с показателем преломления среды [19].

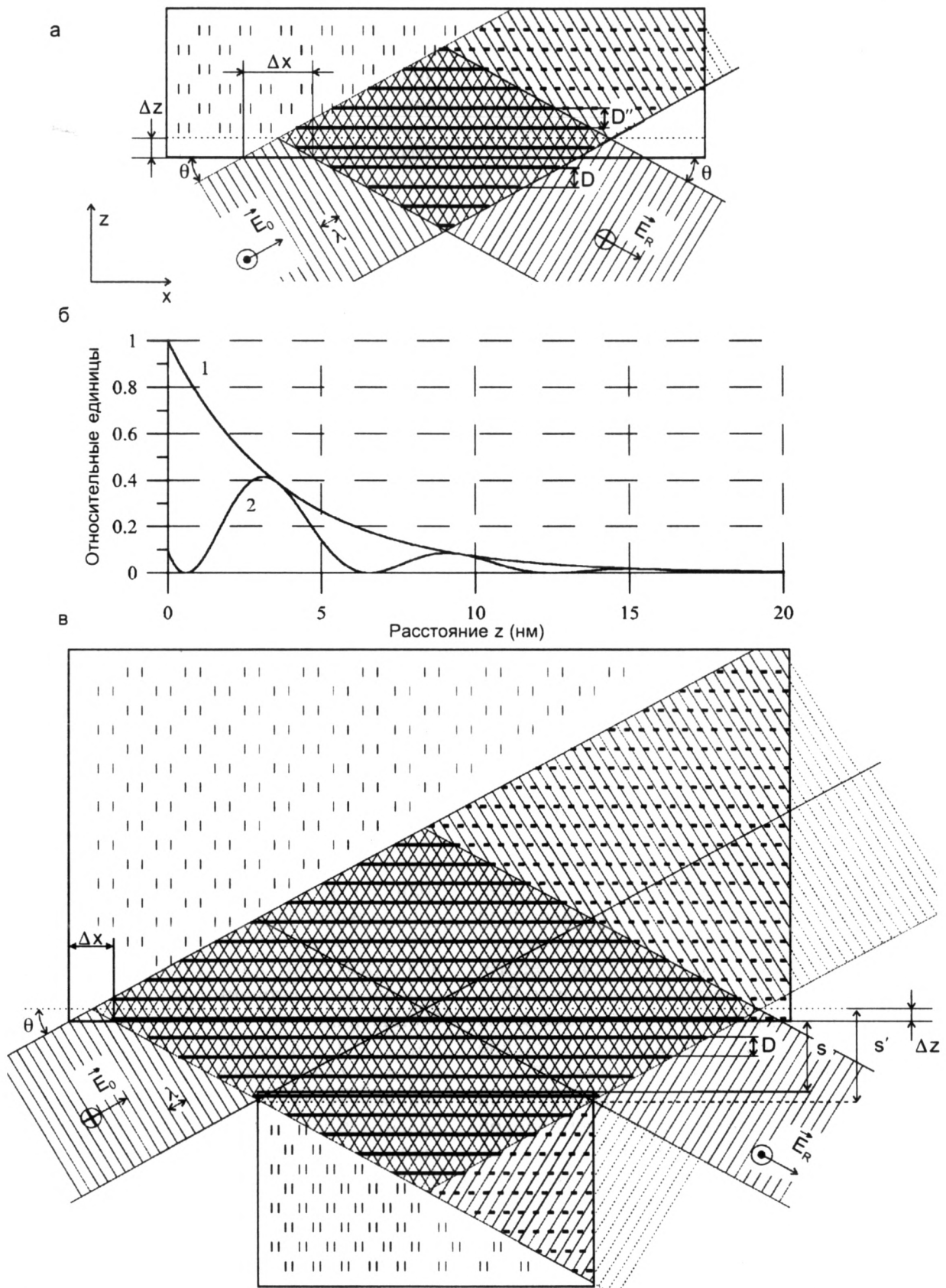


Рис. 7. Схематическое представление образования стоячей волны при полном внешнем отражении плоской рентгеновской волны от плоского материального интерфейса (а). Кривые затухания интенсивности излучения в объеме рефлектора при полном внешнем отражении без учета интерференционного члена (1) и с его учетом (2) (б). Возникновение однородного интерференционного поля стоячей волны в щелевом зазоре и в объемах рефлекторов плоского волновода при волноводно-резонансном характере распространения излучения (в)

Возникновение интерференционного поля стоячих волн в материале рефлектора должно сказываться на значении величины коэффициента отражения при полном внешнем отражении. В случае отсутствия поглощения коэффициент полного отражения равен единице, и вопрос о наличии или отсутствии стоячих волн в объеме материала будет являться чисто академическим. В этом случае в начальный момент времени часть энергии пучка пойдет на возбуждение атомов рефлектора, которая будет аккумулирована объемом материала, и будет вновь отдана в пучок после выключения источника излучения [21]. В случае наличия поглощения в материале ситуация резко изменится вследствие появления фактора невосполнимых потерь излучения. В этом случае вопрос возникновения интерференционного поля стоячей рентгеновской волны в объеме материала приобретает практическое значение. Если в простейшей модели полного отражения полный фактор невосполнимых потерь представляется интегралом по всему объему рефлектора от функции, экспоненциально спадающей с увеличением глубины, то при учете возникновения стоячей волны под интегралом окажется экспоненциальная функция, промодулированная периодической функцией, период которой определяется длиной стоячей волны в материале [17]. На рис. 7,б графически показано появление модулирующего множителя. Площадь под модулированной кривой оказывается меньше и указывает на снижение фактора невосполнимых потерь при отражении.

Этот фактор еще более снизится в случае многократного полного отражения в плоской протяженной щели, если интерференционные поля отдельных отражений окажутся сфазированными и образуют однородное поле стоячей рентгеновской волны во всем пространстве щели и объемах рефлекторов. Естественно, в этих объемах поле будет затухающим. Такая картина условно изображена на рис. 7,в. Наша гипотеза ВР-распространения излучения в узкой протяженной щели предполагает возникновение именно такой ситуации [17]. В этом случае основная доля захваченного волноводом излучения транспортируется стоячей волной внутри его воздушной щели, и только небольшая часть движется в поверхностных областях интерфейсов, испытывая ослабление. Общее ослабление интенсивности рентгеновского пучка, транспортируемого волноводом, описывается выражением [17]

$$W(x) = W_0 \cdot \exp(-\alpha \mu x), \quad (1)$$

где W_0 - интенсивность падающего излучения; $W(x)$ - интенсивность излучения на выходе волновода длиной x ; μ - линейный коэффициент поглощения излучения для материала рефлекторов; α - сложная функция угла падения пучка, ширины щели, длины волны излучения и параметров материала мишени [17].

Простейшее теоретическое рассмотрение показывает, что однородное интерференционное поле рентгеновской стоячей волны может возникать только в ограниченном интервале размеров ширины щелевого зазора. Снизу этот размер лимитируется величиной одного периода стоячей волны. Сверху - длиной когерентности транспортируемого излучения. Исходя из этих простых критериев, можно показать, что ВР-распространение излучения характерно для волноводов, ширина щели которых соответствует следующему соотношению [19]:

$$\sqrt{\frac{\pi m c^2 A}{2 e^2 N Z' \rho}} \leq s_p \leq \frac{\lambda^2}{4 \Delta \lambda}, \quad (2)$$

где c - скорость света; e и m - заряд и масса электрона; N - число Авогадро; A и Z - атомная масса и эффективный заряд атомов, составляющих рефлекторы; ρ - плотность материала рефлекторов; λ - длина волны транспортируемого излучения; $\Delta \lambda$ - полуширина волнового пакета излучения.

Проблема выяснения модовой структуры пучков, транспортируемого излучения требует проведения дополнительных систематических исследований. В теории оптических волноводов принято, что модовая структура плоских световодных структур дискретна. На основе наших исследований можно предположить, что рентгеновский ВР характеризуется непрерывной модовой структурой. Простейшая теоретическая модель не дает оснований для таких заключений. Однако надо учитывать, что такая модель игнорирует некоторые обстоятельства, которые, по видимому, могут существенно изменить выводы, основанные на этой модели. Простейшая модель не учитывает ограниченность пучка, хотя совершенно ясно, что в силу ограниченности размера щели модель допускает неточность [22]. Далее, модель не учитывает продольного сдвига Гуса-Хансен, имеющего место при полном отражении волн любого типа [23]. И, наконец, модель не принимает в расчет размытие интерфейса вакуум-среда, имеющего место даже для идеально гладких поверхностей. Ширина размытия, в котором монотонно меняется параметр преломления, составляет около 10 нм [24]. При длине волны рент-

геновского излучения $1\sim 0,1$ нм уточненные модели должны рассматривать интерфейс как многослойную структуру.

Практическое применение волноводов-резонаторов

Важнейшими свойствами ВР являются малая ширина и расходимость пучка и его высокая радиационная плотность. В силу этих особенностей плоские рентгеновские ВР уже сегодня могут найти многочисленные применения для микродиагностики материалов. Однако наиболее простым и эффективным является их применение в РФА при полном внешнем отражении возбуждающего пучка (РФА ПВО). Поскольку плотность излучения в возбуждающем пучке, создаваемом ВР, на несколько порядков выше, чем при формировании стандартными методами, РФА ПВО спектрометры, снабженные ВР-концентраторами пучка, будут характеризоваться резким снижением пределов обнаружения элементов в пробе при одновременном упрощении конструкции спектрометра и процедуры анализа [13, 17]. Возникающие при этом некоторые интерпретационные трудности преодолимы [12]. Опыт использования бесщелевых коллиматоров и ВР показал, что они являются идеальными системами формирования возбуждающих пучков для РФА ПВО спектроскопии [10-13, 17]. Весьма привлекательным является использование ВР для дифрактометрии [25]. При проведении исследований в стандартной фокусирующей геометрии их применение позволяет эффективно анализировать структуру и фазовый состав микрообъектов, а в геометрии скользящего падения - структуру поверхностного слоя исследуемых мишеней. Используя геометрию скрещенных волноводов, возможно создать концентрационные и структурно-фазовые томографы. Весьма эффективным представляется построение на базе ВР рентгенофлуоресцентных газоанализаторов проточного типа, которые могут найти применение в экологии, медицине и в горнодобывающей промышленно-

сти. Интересной особенностью ВР являются их фильтрационные свойства, вследствие которых обычный ВР представляет собой фильтр по верхнему значению энергии пропускаемого излучения. При энергии $E > E_{\text{пор}}$ излучение распространяется в волноводе нерезонансным способом, что приводит к резкому ослаблению его вклада в выходном пучке. Использование многослойных рефлекторов позволит создать на базе ВР узкополосные фильтры рентгеновского излучения, которые смогут эффективно соперничать с монохроматорами.

Заключение

Представленные экспериментальные результаты показывают, что, помимо общеизвестных механизмов распространения рентгеновского излучения, существует механизм его транспортировки волноводно-резонансным способом. Этот механизм реализуется в ограниченном интервале размеров узкой протяженной щели, образованной двумя плоскими полированными параллельно расположенными диэлектрическими рефлекторами. Он характеризуется низкой степенью ослабления пучка. Для ВР свойственно равенство угла захвата излучения и угла раствора выходного пучка, причем оба они не могут превышать удвоенного значения критического угла ПВО используемых рефлекторов. Есть все основания ожидать, что ВР могут быть использованы и для других типов излучения, например в качестве нейтронноводов-резонаторов.

Помимо чисто научного значения, открытие волноводно-резонансного механизма распространения излучения представляет и значительную практическую ценность, поскольку на его базе уже сегодня созданы макеты рентгеноаналитических приборов нового поколения.

Авторы благодарят за интерес к работе А.В.Охулкова и И.А.Щелокова, а также В.Т.Волкова за изготовление волноводов. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект №01-03-33167).

ЛИТЕРАТУРА

1. European Synchrotron Radiation Facility (ESRF), Highlights 2001 / eds. D. Cornuejols, G. Admans. Grenoble: Pont de Claix, 2002. 135 p.
2. BESSY GmbH, Highlights 2001 / eds. R. Bost, H. Henneken, M. Saueborn. Berlin: Stitz and Betz Kooperations GmbH, 2002. 66 p.
3. Hirsch P.B. An X-ray microbeam technique: I - collimation / P.B. Hirsch, J. Kellar // Proc. Phys. Soc. London Ser. 1951. B64. P.369-374.
4. Kumakhov M.A. Multiple reflection from surface. X-ray Optics / M.A. Kumakhov, F.F. Komarov // Phys. Rep. 1990. V.191. P.289-350.
5. Somogyi A. The ID18F MicroProb End-Station at the ESRF / A. Somogyi, M. Drakopoulos, B. Vekeman et al. // Report on EDXRS-2002, Berlin, Book of Abstract. P. 182.
6. Kazakov S.S. Investigation of microfocus Kumakhov lenses / S.S.Kazakov, S.V.Nikitina, A.V.Priladyshev // Proceeding of SPIE, Kumakhov Optics and Application. 2000. V.4155. P.21-24.
7. Мингазин Т.А. Бесщелевой коллиматор рентгенов-

- ских лучей / Т.А.Мингазин, В.И.Зеленов, В.Н.Лейкин / ПТЭ. 1981. №1. С. 229-232.
8. Лейкин В.Н. Коллимирующее устройство для рентгеновских лучей / В.Н.Лейкин, Т.А.Мингазин, В.И.Зеленов // ПТЭ. 1981. №3. С.208-210.
9. Лейкин В.Н. Формирование рентгеновских пучков бесщелевым коллиматором / В.Н.Лейкин, Т.А.Мингазин, В.И.Зеленов // ПТЭ. 1984. №6. С.33-37.
10. Егоров В.К. Диагностика загрязнения поверхности кремниевых пластин методом РФА ПВО/В.К.Егоров, А.П.Зуев, Б.П.Малюков // Изв. ВУЗов, Цветная металлургия. 1997. №5. С.54-63.
11. Egorov V.K. Modification of TXRF - Method by using of X-ray Slitless Collimator / V.K.Egorov, O.S.Kondratiev, A.P.Zuev et al // Adv. in X-ray Anal. 2000. V.43. P.406-417.
12. Егоров В.К. Рентгенофлуоресцентный анализ ультранизкого загрязнения в условиях полного отражения рентгеновского пучка, сформированного бесщелевым коллиматором / В.К.Егоров, А.П.Зуев, Е.В.Егоров // Заводская лаборатория. 2001. Т.67, №3. С.3-11.
13. Егоров В.К. Применение бесщелевого коллиматора рентгеновского излучения для повышения эффективности РФА ПВО диагностики ультранизкого загрязнения поверхности / В.К.Егоров, А.П.Зуев, О.С.Кондратьев и др. // Поверхность (рентг., синхр. и нейтр. исследования). 2001. №6. С. 27-36.
14. Харрик Н. Спектроскопия внутреннего отражения. М.: Мир, 1970. 335 с.
15. Turner A.F. Multilayer optical films - Modern status of problem // J. Phys. Rad. 1950. V.11. P.444-447.
16. Джеймс Р. Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей. М.: ИЛ, 1950. 572 с.
17. Egorov V.K. Planar X-ray waveguide-resonator and some aspects of its practical application / V.K. Egorov, E.V. Egorov, T.V. Bil'chik // Investigation in Russia. 2002. V.3. P. 23-441. <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2002/040e.pdf>
18. Bedzyk M. X-ray standing waves at Reflecting Mirror Surface / M. Bedzyk, G. Bommarito, J. Schildkraut // Phys. Rev. Let. 1989. V. 69, № 12. P. 1376-1379.
19. Egorov V.K. Discovery of a planar waveguide for an X-ray radiation / V.K. Egorov, E.V. Egorov // Los Alamos e-print archive: <http://arxiv.org/list/physics.ins-det/recent/#0101059>. 2001.
20. Блохин М.А. Физика рентгеновских лучей. М.: ИЛ, 1957. 518 с.
21. Бреховский Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 576 с.
22. Lotsch H.K.V. Reflecting and Refraction of a Beam of a Light at a Plane Interface // JOSA. 1968. V.58, №4. P.551-561.
23. Goos F. Ein neuer und fundamentaler Versuch zur Totalreflexion / F.Goos, H.Hanchen // Ann. Der Phys. 1947. V.6, №78. Part 1. P.334-345.
24. Gasgnier M. Analys and Crystallographic Structures of Chromium Thin Films / M. Gasgnier, L. Nevot // Phys. Status Solidi (A). 1981. V.66. P.525-541.
25. Egorov V.K. Application of an planar X-ray waveguide for structure study of thin film coating/V.K.Egorov, E.V.Egorov // Thin Solid Films. 2001. V.398-399. P.405-412.

* * * * *

WAVEGUIDE-RESONATOR AS A FORMER FOR X-RAY EXCITING BEAM IN RFA SPECTROMETRY
V.K.Egorov, E.V.Egorov

Experimental data corroborated the fact of waveguide-resonance manner for an X-ray radiation propagation along narrow extent slit are presented. Distinctive properties of planar X-ray waveguide-resonators (PXWR) transported hard electromagnetic radiation by the waveguide-resonance manner are studied. There is produced the experimental comparison of an average X-ray radiation density in beams formed by slit-cut devices and waveguide-resonator. The simplest model of the X-ray waveguide-resonance propagation mechanism in the narrow extent slit is developed. There are evaluated limits of the size area for the slit clearance width allowed the waveguide-resonance beam propagation. Fields of PXWR practical application for TXRF spectroscopy of targets are discussed.
